УДК 533.951

МОДУЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА СО СВЕРХПРЕДЕЛЬНЫМ ТОКОМ В СИСТЕМАХ С ПРОСТРАНСТВОМ ДРЕЙФА

В.П. Григорьев, Т.В. Коваль

Томский политехнический университет
E-mail: grig@am.tpu.ru

Рассматривается проблема фазовой модуляции электронного потока в виркаторах с дополнительным пространством дрейфа. Теория основана на параметрическом взаимодействии электронов с осцилляциями собственного потенциального поля пучка в нелинейной системе. Учитываются особенности систем с пролетными электронами, и исследуется наиболее оптимальный режим – критических параметров. При построении модели параметрического взаимодействия использованы результаты численного моделирования методом крупных частиц по формированию виртуального катода. Данный подход позволяет детально исследовать динамику электронов и механизм фазовой модуляции потока пролетных электронов в зависимости от параметров системы, что является необходимым при использовании таких пучков для создания мощных СВЧ-генераторов.

Введение

Генераторы электромагнитных колебаний на основе систем с виртуальным катодом (ВК) (отражательные триоды и виркаторы) привлекают широкое внимание в связи с их конструктивной простотой и возможностью получать достаточно высокие уровни мощности излучения. При этом в качестве источников излучения можно использовать как электроны, отраженные от ВК и осциллирующие в потенциальной яме, так и модулированный поток пролетных электронов [1–3]. Однако низкие эффективности излучения требуют более детального изучения механизмов взаимодействия электронов в таких системах и создания условий повышения эффективности излучения.

Механизм излучения в виркаторах и триодах с виртуальным катодом рассмотрен авторами [1, 2] с использованием методов кинетического уравнения. В работах [4, 5] исследовано возбуждение электромагнитных колебаний в триодах с ВК с точки зрения нелинейного параметрического взаимодействия электронов с собственным полем при колебаниях ВК. Такой подход позволил установить механизм модуляции электронного потока осциллирующих электронов выделить основные закономерности этого явления и определить уровень насыщения излучения в триодах с ВК.

В данной работе представлены результаты теоретического исследования фазовой модуляции электронного потока в виркаторах при параметрическом взаимодействии пролетных электронов с колебаниями потенциала собственного поля пучка. При этом рассмотрен наиболее интересный случай – критических параметров, когда основной поток электронов связан с пролетными электронами, ток которых (предельный ток) существенно зависит от энергии электронов и геометрии пространства дрейфа. Модель параметрического взаимодействия построена с использованием результатов численного моделирования формирования виртуального катода методом крупных частиц и аналитических оценок.

Численное моделирование

Рассмотрим систему (рис. 1), помещенную в металлическую цилиндрическую камеру радиуса R_c высотой h, включающую ускоряющий диод – K-A1 и пространства дрейфа: (I) – A1-A2 между анодами l_1 и (II) – A2-C между вторым анодом и коллектором. Аноды являются прозрачными для электронов с геометрической прозрачностью χ ($0\le\chi\le1$). Промежутки (I) и (II) подбирались из условия малости числа отраженных электронов по сравнению с пролетными.

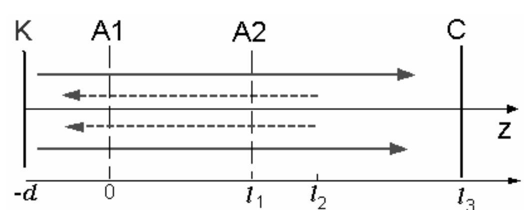


Рис. 1. Схема движения частиц в виркаторе

Используя метод крупных частиц и модели [6, 7] проведем численное исследование динамики формирования ВК и движения электронов в представлен-

ной системе в режиме эмиссии. Из анализа численных расчетов следует, что полное прохождение тока в пространстве дрейфа длиной $L<R_c$ происходит за счет экранировки пространственного заряда пучка торцевыми металлическими стенками. При высокой прозрачности анодов $\chi\sim1$ это имеет место для $L\le2\sqrt{2}$, если ток пучка I_c не превышает критического [8].

$$I_c = \frac{\gamma_0 mc^3}{e}\frac{r_b}{2(d+l_1)}, \qquad (1)$$

где m и e – масса и заряд электрона, c – скорость света, γ_0 – относительная энергия, r_b – радиус пучка, d – диодный зазор.

В противном случае существенным оказывается влияние собственного магнитного поля пучка, приводящее к его фокусировке, увеличению плотности тока пучка и дополнительным потерям пролетных электронов. Эффект пинчевания электронного потока отражает рис. 2 для параметров численного эксперимента: ускоряющее напряжение 800 кВ, r_b=3 см, d=2 см. Ток электронного пучка $-I_b$=14,5 кА превышает I_c=13,3 кА (1), и проявляется эффект пинчевания пучка собственным магнитным полем H_φ. Численные расчеты показывают, что с уменьшением радиуса катода этот эффект сильно ослабляется и при $I_b<I_c$ практически не проявляется.

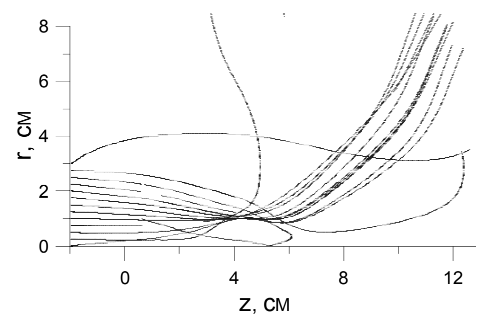


Рис. 2. *Траектории электров пучка при* $I_b<I_c$

Для прозрачности анода $\chi<1$, приводящей к заметным потерям электронов на аноде, и токе пучка $I_b<I_c$ полное прохождение пучка в пространстве дрейфа наблюдается при

$$L\le 2\sqrt{2}\quad (r_{Dk}/\Gamma), \qquad (2)$$

где $r_{Dk}=\gamma_0^{1/2}\left(\frac{v_0}{\omega_e}\right)_k$, v_0 – скорость электронов на аноде, $\omega_{e,k}=(4\pi n_{e,k}e/m_0)^{1/2}$, $n_{e,k}$ – средняя плотность электронов в близи k-го анода (k=1,2), $\Gamma\le1$ – коэффициент редукции, характеризующий ослабление поля пространственного заряда за счет экранировки металлическими стенками и зависящий от геометрии пучка и пространства дрейфа. В частности, для трубчатых пучков с внутренним радиусом r_1 и внешним r_2 зависимость Γ от параметров системы имеет вид [6]:

$$\Gamma=\left[\frac{\left(0,25+\ln\frac{R_c}{r_2}\right)r_2^2-\left(0,25+\ln\frac{R_c}{r_1}\right)r_1^2}{(0,25+\ln3)r_2^2-\left(0,25+\ln\frac{3r_2}{r_1}\right)r_1^2}\right]^{1/3}. \qquad (3)$$

С увеличением L влияние торцов ослабляется, формируется виртуальный катод.

Для электронного пучка с конечными поперечными размерами потенциал зависит от радиуса таким образом, что наибольшее провисание потенциала и торможение электронов собственным полем имеет место на оси пучка, r=0. Приближенно эту зависимость можно описать функцией Бесселя $J_0(\mu_{01}r/R_c)$, где μ_{01} – первый корень функции Бесселя ($J_0(\mu_{01})$=0). Минимум потенциала, его значение и координата имеют периодическую зависимость от времени с частотой ω_k, зависящей от энергии электронов и геометрии пространства дрейфа ($\omega_k\approx\omega_{e,k}$).

Анализ динамики электронного пучка в поле пространственного заряда и формирования виртуального катода показывает, что в зависимости от выбора геометрических размеров и ускоряющего напряжения могут быть реализованы различные режимы генерации электромагнитного излучения.

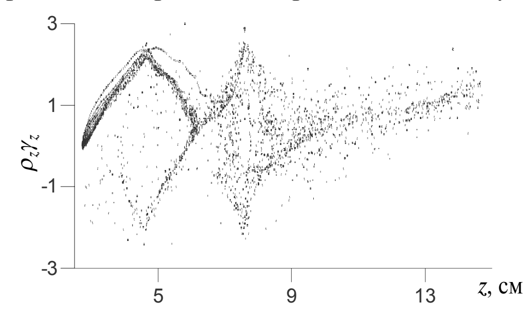


Рис. 3. *Фазовый портрет электронного пучка при формировании двух виртуальных катодов*

В частности можно сформировать два виртуальных катода (рис. 3) и осуществить генерацию электромагнитных колебаний на нескольких частотах. Такие режимы генерации на осциллирующих электронах подробно исследованы в работах [7, 9]. Поэтому мы не будем на них останавливаться, а рассмотрим условия повышения эффективности генерации электромагнитных колебаний на пролетных электронах [3] в режиме критических параметров.

При таком режиме в пространстве дрейфа – I формируется провисание потенциала без образования виртуального катода, а в пространстве дрейфа – II виртуальный катод образуется только в приосевой области пучка, $r\sim0$. На радиусах отличных от нуля при этом имеет место глубокое провисание потенциала, но без образования виртуального катода. Для выбранного режима (рис. 4) характерно появление некоторого числа отраженных электронов в приосевой области пучка и значительный поток пролетных электронов.

Наличие ВК и отраженных электронов обеспечивают появление колебаний минимума потенциала, необходимых для осуществления параметрического взаимодействия и фазовой модуляции пролетных электронов в пространствах дрейфа. При этом колебания потенциала в промежутках А1-А2 и А2-С происходят на одной частоте ω, но со сдвигом по фазе, обусловленным конечным временем пролета отраженными электронами расстояния

$l_2 - l_1/2$. В этом случае дополнительное пространство дрейфа играет роль предварительного модулятора, где электронный пучок под действием периодического потенциала слабо модулируется на частоте ω.

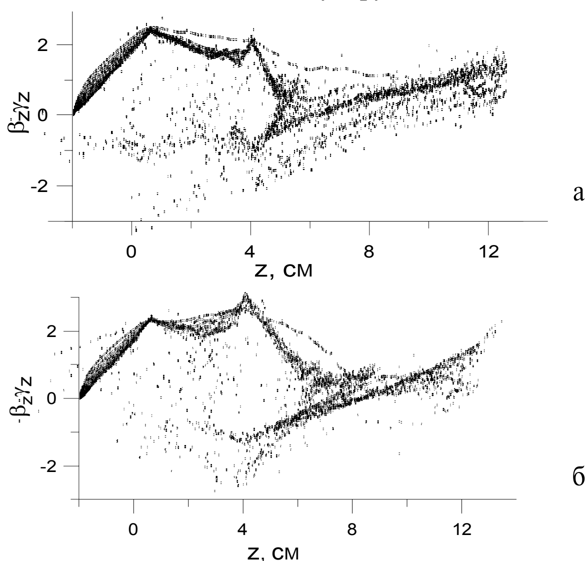


Рис. 4. *Фазовые портреты электронного пучка в моменты времени, отличающиеся на $t=\pi/\omega$*

Параметрическое взаимодействие

Результаты численного моделирования, проведенные методом крупных частиц, наряду с раскрытием общей картины динамики электронного потока позволяют с большой степенью точности представить потенциал собственного поля пучка в аналитическом виде. На основе этого можно построить модель, описывающую параметрическое взаимодействие электронов пучка с колебаниями потенциала в представленной системе, объяснить механизм фазовой модуляции и определить параметры, контролирующие этот процесс.

Из анализа приведенных выше результатов и рис. 4 представим потенциал электрического поля в различных областях пространства дрейфа в следующем виде:

$$U(z,t) = \begin{cases} -\dfrac{U_1}{2}[1 - b_1\cos(\omega t + \varphi_1)]\{1 - \cos(a_1 z)\}, \\ \qquad 0 \le z \le l_1, \\ -\dfrac{U_2}{2}\left\{1 - \cos\left[\begin{matrix} a_2(z - l_1)\times \\ \times(1 - \dfrac{\alpha}{\Delta l_2}\cos(\omega t + \varphi_2)) \end{matrix}\right]\right\}, \\ \qquad l_1 \le z \le \tilde{l}_2, \\ -\dfrac{U_2}{2}\left\{1 - \cos\left[\begin{matrix} a_3(z - l_3)\times \\ \times(1 - \dfrac{\alpha}{\Delta l_3}\alpha\cos(\omega t + \varphi_2)) \end{matrix}\right]\right\}, \\ \qquad \tilde{l}_2 \le z \le l_3, \end{cases} \quad (4)$$

где $U_{1,2}$ – глубина провисания потенциала в соответствующем пространстве дрейфа, $U_1 b_1$ – амплитуда колебания глубины провисания потенциала в первой области на частоте ω, α – амплитуда колебаний координаты минимума потенциала в пространстве дрейфа – (II), $\varphi_{1,2}$ – начальные фазы, постоянные $a_i=\pi/\Delta l_i$ определяют пространственный масштаб неоднородности потенциала в соответствующей области, $\Delta l_i = l_i - \Delta l_{i-1}$, $l_0 = l_1/2$, $\tilde{l}_2 = l_1 - \alpha\cos(\omega t + \varphi_2)$. Распределение потенциала в диодном промежутке в общем случае описывается функцией $\Psi(z)$ [8]. В нерелятивистском приближении $\Psi(z)$ сводится к известному закону Чайлда-Ленгмюра $\Psi(z)=(z/d)^{4/3}$. Потенциал (4) определяет движение электронов в пространстве дрейфа. При $U(z,t)>mc^2(\gamma-1)$ происходит захват электронов с относительной энергией γ в потенциальную яму, и мы имеем облако осциллирующих электронов, при $U(z,t)<mc^2(\gamma-1)$ – электроны с относительной энергией γ являются пролетными.

При $I_b<I_c$, когда в диоде не проявляется пинчевание пучка, движение электронов в диоде слабо влияет на взаимодействие пучка в пространстве дрейфа. Поэтому, не теряя общности, рассмотрим движение электронов в пространстве дрейфа А1-С при их инжекции с сеточного анода – А1 с энергией eU_0. В этом случае релятивистское движение электронов с различными фазами в собственном поле пространственного заряда (4) в безразмерной переменной $x=z/d$ описывается следующими уравнениями:

$$\ddot{x} = -\Omega_i^2 B_i(t)\sin[(da_i)A_i(t)x] - K\dot{x}^2\tilde{x}_i. \quad (5)$$

Первое слагаемое в правой части (4) связано с силой поля пространственного заряда, действующей на электроны в различных областях пространства дрейфа (i=1, 2, 3), а второе обусловлено релятивистскими эффектами с коэффициентом нелинейности

$$K = \frac{\pi}{2}\frac{eU_i}{m_0\gamma_0 c^2}\frac{a_i d^2}{\Delta l_i}.$$

В представленном виде уравнения движения в области параметров $a_i z$<<1 переходит в классическое уравнение, описывающее параметрическое взаимодействие линейного осциллятора со слабой нелинейностью [9]. При больших значениях $a_i z$ – это взаимодействие в нелинейной колебательной системе с собственными частотами,

$$\Omega_i = \left(\frac{eU_i}{2m_0\gamma_0 c^2}\frac{a_i}{d}c^2\right)^{1/2},$$

зависящими от геометрии системы, ускоряющего напряжения и уровня провисания потенциала. Модуляция частоты, обусловленная колебаниями минимума потенциала и обеспечивающая параметрическое взаимодействие, описывается функциями $B_i(t)=[1-b_i\cos(\omega_i+\varphi_i)]$. Здесь обозначено $A_1=1$, $A_2=B_2(t)$, $A_3=B_3(t)$, $U_3=U_2$, $b_2=\alpha/\Delta l_2$, $b_3=\alpha/\Delta l_3$, $\tilde{x}_1=(z-l_0)/d$, $\tilde{x}_2=\tilde{x}_3=(z-l_2)/d$.

Результаты численного интегрирования уравнений (5) для электронов с различными фазами приведены на рис. 5. Из поведения траекторий электронов не трудно заметить, что при прохождении электронами пространства дрейфа имеет место их

группировка. Эта группировка связана с тем, что электроны при различных моментах инжекции, определяющих фазу электрона относительно колебаний провисания потенциала, движутся в различных распределениях потенциала. В результате их время пролета данного промежутка дрейфа изменяется и происходит их сдвиг по фазе, что приводит к модуляции электронного потока при одинаковой энергии электронов γ_0 на выходе пространства дрейфа.

Следует указать, что в отличие от параметрического взаимодействия осциллирующих электронов с колебаниями виртуального катода [4, 5], время взаимодействия пролетных электронов с колебаниями минимума потенциала ограничено очень малым временем пролета промежутка дрейфа. Из-за этого модуляция электронного потока в обычном виркаторе является достаточно слабой [7]. В рассматриваемой системе глубокая модуляция достигается за счет увеличения времени взаимодействия электронов с потенциалом при использовании дополнительного промежутка дрейфа – A1. Действительно, в первом пространстве дрейфа – A1 в результате параметрического взаимодействия пучка с колебаниями минимума потенциала имеет место предварительная модуляция электронного потока, а в области (A2-C), где без особых усилий можно обеспечить более глубокое провисание потенциала происходит усиление модуляции.

Зависимость глубины модуляции электронного потока от уровня провисания потенциала отражена на рис. 5, где представлены распределения потенциала и траектории электронов в различных режимах. Более глубокое провисание достигается повышением тока в пространстве дрейфа. Из сравнения графиков следует, что при более глубоком провисании потенциала (рис. 5, *б*) эффективность модуляции потока взрастает.

Отметим, что приведенные выше результаты получены при отсутствии внешней электромагнитной волны, эквивалентной обратной связи в реальных приборах. Это означает, что модуляция электронного пучка в виркаторе в основном обусловлена взаимодействием электронов с полем пространственного заряда. Поэтому использование внешней электромагнитной волны в качестве активной обратной связи, для осуществления дополнительной модуляции, требует согласования параметров волны и потенциального поля. В противном случае эти механизмы могут оказаться конкурирующими, что будет подавлять модуляцию пучка и, следовательно, его мощность излучения в резонансной системе.

Выводы

1. Модуляция электронного потока в виркаторе обусловлена параметрическим взаимодействием электронов с колебаниями потенциала собственного поля пространственного заряда.
2. Глубина модуляции определяется временем взаимодействия пролетных электронов с колебаниями потенциала и уровнем провисания потенциала в промежутке дрейфа.
3. Зависимость времени взаимодействия и уровня провисания потенциала от параметров системы дает возможность при выборе ускоряющего напряжения и геометрии пространства дрейфа создать наиболее благоприятные условия для модуляции электронного потока.
4. Усиление модуляции можно достичь за счет увеличения времени взаимодействия при организации дополнительного пространства дрейфа.

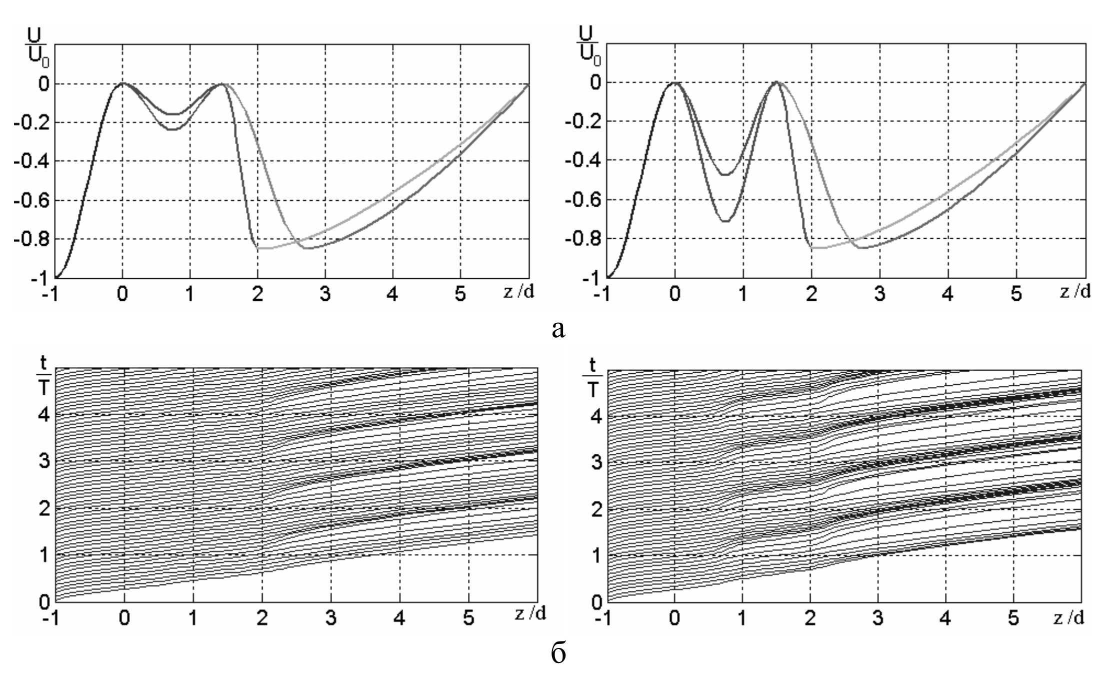


Рис. 5. *Распределения: а) потенциалов и б) соответствующие им траектории электронов*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Григорьев В.П., Коваль Т.В. Теория генерации электромагнитных колебаний в системах с виртуальным катодом // Известия вузов. Физика. – 1998. – № 4. – С. 168–182.
2. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Жерлицын А.Г. Генерация электромагнитных в системах с виртуальным катодом // В кн.: Плазменная электроника / Под ред. В.И. Курилко. – Киев: Наукова думка, 1989. – С. 112–131.
3. Kitsanov S.A., Klimov A.I., Korovin S.D., Kurkan I.K. e. a. A Vircator With Electron Beam Premodulation Based on High-Current Repetitively Pulsed Accelerator // IEEE Trans. Plasma Science. – 2002. – V. 30. – № 1. – P. 274–285.
4. Коваль Т.В. Излучение потока осциллирующих электронов при возбуждении параметрических колебаний // Известия вузов. Физика. – 1997. – № 10. – С. 103–106.
5. Григорьев В.П., Коваль Т.В., Козловских А.В. Возбуждение параметрических колебаний в триоде с виртуальным катодом при наличии внешней электромагнитной волны // Известия вузов. Физика. – 2000. – № 2. – С. 76–81.
6. Григорьев В.П., Ильин В.П., Коваль Т.В. и др. Численное исследование формирования виртуального катода при инжекции сверхпредельных токов в цилиндрическую трубу дрейфа // Математическое моделирование. – 1991. – Т. 3. – № 8. – С.14–20.
7. Антошкин М.Ю., Григорьев В.П., Коваль Т.В. Численное исследование динамики релятивистского электронного потока с виртуальным катодом // Радиотехника и электроника. – 1992. – Т. 37. – № 6. – С. 1115–1120.
8. Миллер Р. Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц. – М.: Мир, 1984. – 432 с.
9. Григорьев В.П., Жерлицын А.Г., Коваль Т.В. Исследование двухчастотного режима излучения в виркаторе с магнитоизолированном диодом // Физика плазмы. – 1990. – Т. 16. – № 11. – С. 1353–1358.
10. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. – М.: Наука, 1974. – 504 с.

УДК 621.039